

sondern bei $r_0 = r_a/\sqrt{2}$ gleiche (Strömungsquerschnitte), so erhält man nach Martin und Kuhn

$$\left\{ \frac{(\gamma_2)_0}{(\gamma_2)_L} \right\}_{\max} = e^{\frac{\delta \cdot L}{r_a} \sqrt{2} \frac{1 - \bar{\gamma}_2}{1 - 2\bar{\gamma}_2}} = 1,79;$$

über die wirkliche Lage der ruhenden Schicht lassen sich bisher noch keine Aussagen machen.

Die Zeitdauer bis zum Erreichen des vollen Trennwertes wird zu $\tau_0 = L^2/2D$ angegeben, wenn $u = u_0$ bzw. $1/8 \cdot L^2/2D$, wenn $u = su_0$. Es wird angenommen⁶, daß die Gegenstromzirkulation durch einen axialen Temperaturgradienten $\Delta T/L$ angetrieben wird und daß u prop. ΔT ist.

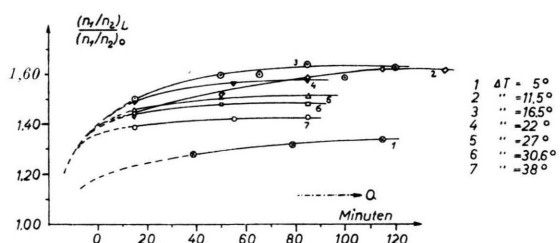


Abb. 1 zeigt den gemessenen Trenneffekt in Abhängigkeit von der Betriebszeit. Die Meßpunkte wurden an vier aufeinanderfolgenden Betriebstagen, an denen je zwei Versuche gemacht wurden, gewonnen. Zur Zeit $t \approx -20$ Min. wurde durch langsames Einströmen in den evakuierten Rotor mit der Füllung desselben begonnen, zur Zeit $t = -10$ Min. hatte die Füllung ihren Endwert erreicht ($p_{\text{Achse}} = 60$ mm Hg), zur Zeit $t = 0$ wurde durch Öffnen der Abzapfventile mit dem Gasdurchsatz begonnen. Dieser betrug ca. $10 \text{ cm}^3/\text{Min}$ pro Zapfstrom, also $20 \text{ cm}^3/\text{Min}$. insgesamt. Die Kurven sind gekennzeichnet durch die zwischen den Temperierelementen durch Thermostaten eingestellte Temperaturdifferenz. Der genaue Temperaturverlauf im Rotor ist nicht bekannt. Das untere, kältere Temperierelement hatte eine Temperatur von

ca. 13°C , der Sicherheitsmantel außen eine solche von ca. 17°C , die leichte Fraktion trat unten aus.

Man erkennt bei kleiner Temperaturdifferenz (5°) ein langsames Ansteigen des Trenneffektes auf einen relativ niedrigen Wert, dann bei Erreichen der optimalen Temperaturdifferenz ($10-25^\circ$) ein noch vergleichsweise langsames Ansteigen auf den Maximalwert. Bei weiterer Erhöhung der Temperaturdifferenz steigt der Trenneffekt schneller an, der Endwert liegt aber niedriger. Der Zeitbedarf für optimale Trennung ist zu ca. 100 Min. gefunden. Der theoretische Wert $\tau_0 = L^2/2D$ gibt mit $D = 1,2 \eta/\rho$ an der Stelle $r = r_a/2$, $\eta = 226$ Mikropoise bei $\vartheta = 20^\circ \text{C}$: $\tau_0 = 96$ Min. in guter Übereinstimmung. Der zu Abb. 1 gehörige Mengendurchsatz von ca. $1,2 \cdot 10^{-1} \text{ g/Min}$ entspricht etwa dem unter Aufrechterhaltung optimaler Trennwirkung gerade noch zulässigen theoretisch angegebenen von $2 \cdot 1,2 \cdot \eta \cdot \pi r_a^2/L = 7,2 \cdot 10^{-2} \text{ g/Min.}$, wenn auch Hinweise dafür vorliegen, daß der Trenneffekt beim Mengendurchsatz 0 geringer ist, als bei dem oben angegebenen Durchsatz. Die Größe Q der Abb. 1 stellt den elementartheoretischen Trennfaktor dar.

Bei weiteren Versuchen wurde der maximale Trennfaktor trotz der optimalen Temperatureinstellung nicht mehr erreicht $[(n_1/n_2)_L/(n_1/n_2)_0] = 1,56 \pm 0,03$. Durch zusätzliche Kühlung des Öles am oberen Dämpflager bei Konstanzhaltung von $\Delta T = 17^\circ$ an den Temperierelementen fiel der Trenneffekt auf etwa 1,50, stieg aber durch Vergrößerung der Temperaturdifferenz an den Temperierelementen auf 27° und Kühlung des Dämpflageröls wieder auf 1,60 an. Der Temperaturantrieb der Konvektion wird also nicht durch die Temperierelemente allein bestimmt, sondern resultiert aus der Wirkung der Temperierelemente und des am Sicherheitsmantel herabfließenden Öls. Gleichfalls konnte der Trenneffekt durch Abstellen des Wasserstoffstromes im Sicherheitsmantel verringert werden, das untere, kalte Ende des Rotors wurde dann nicht mehr genügend gekühlt.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat die vorliegende Arbeit durch Sachbeihilfen unterstützt, wofür wir ihr nochmals unseren Dank aussprechen.

Zur Frage der Bindungsart in Carbiden von Übergangsmetallen

Von H. Renner, G. Brauer und A. Faessler

Chemisches Laboratorium und Physikalisches Institut der Universität Freiburg i. Br.

(Z. Naturforsch. 10a, 171—172 [1955]; eingeg. am 15. Januar 1955)

Die Analyse der Röntgenemissionsspektren vermag in vielen Fällen Auskunft über den Bindungszustand eines bestimmten Atoms zu geben. Die Methode ist bisher vorwiegend auf Elemente niedriger Ordnungszahl angewandt worden¹; sie ist jedoch auch bei Elementen höherer Ordnungszahl von Erfolg, wenn man für die Untersuchung geeignete Übergänge wählt und Spektrographen nicht zu kleiner Dispersion anwendet.

Wir benutzten die Methode, um Auskunft über die Bindungsart des Niobs in den beiden Carbiden NbC und Nb₂C zu erhalten. Als geeignet erschien uns die Linie Nb $L\beta_2$ ($L_{III} - N_{IV,V}$), die wegen der großen thermischen Stabilität der in Frage stehenden Verbindungen direkt mit Kathodenstrahlen erregt werden konnte. Die Linie ist verbreitert und besitzt für die verschiedenen Verbindungen eine charakteristisch verschiedene Form.

Wie schon Haglund² beobachtet hat, zeigt $L\beta_2$ von Niobmetall ein Maximum bei $\lambda = 5227,1 \text{ X}$ und die für

¹ Vgl. z. B.: A. Faessler u. M. Goehring, Naturwiss. 39, 169 [1952]; dort ausführliche Literaturangaben.

² Ph. Haglund, Diss. Uppsala 1941.



Metalle charakteristische unsymmetrische Form mit einem Steilabfall der Intensität nach der kurzwelligen Seite. Beim Nioboxyd Nb_2O_5 liegt das Maximum bei $\lambda = 5230,2 \text{ X}$, außerdem erscheint ein Nebenmaximum bei $\lambda = 5220,5 \text{ X}$; die Intensitätsverteilung ist im ganzen symmetrischer. Obgleich vor unseren Untersuchungen weitere Niobverbindungen nicht geprüft worden sind, dürfen die beiden Formen von $\text{L}\beta_2$ für metallische Bindung einerseits und nichtmetallische andererseits als charakteristisch angesehen werden, da sich bei Molybdän und Molybdänoxid² MoO_3 sowie für La ($\text{L}_{III} - \text{M}_{IV}, \text{V}$) bei Eisen und Eisenoxyd³ Fe_2O_3 ganz analoge Verhältnisse ergaben.

Unsere Aufnahmen bestätigen diese Beobachtungen für Nb und Nb_2O_5 vollkommen, wie aus den Photometerkurven der Abb. 1 hervorgeht; sie zeigen ferner, daß die beiden Carbide sich den zwei verschiedenen Typen eindeutig zuordnen lassen: Das höhere Carbid NbC entspricht im Bindungszustand offenbar dem Pentooxyd, während das Subcarbid Nb_2C zum Typ des Metalls gehört. Dies steht im Einklang mit der für die beiden Carbide gefundenen Gitterstruktur⁴.

Es scheint uns hier ein aufschlußreicher Weg zur Prüfung der in letzter Zeit oft diskutierten Bindungsverhältnisse in halbmolekularen Phasen beschritten zu

³ E. Gwinner, Z. Phys. **108**, 523 [1938].

⁴ G. Brauer u. H. Renner, Z. anorg. allg. Chem. **277**, 249 [1954].

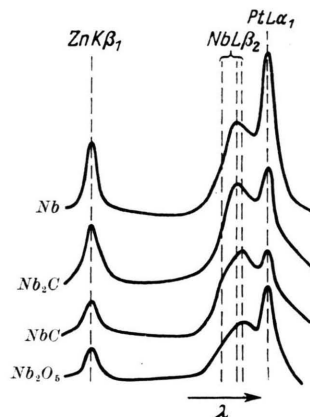


Abb. 1. Photometerkurven der Aufnahmen von Nb $\text{L}\beta_2$ für met. Nb, Nb_2C , NbC und Nb_2O_5 . Zn $\text{K}\beta_1$ und Pt La_1 wurden als Referenzlinien verwendet.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft und der „Fonds der Chemie“ unterstützten diese Untersuchungen in dankenswerter Weise. Den Herren P. Mecke und G. Rittmayer danken wir für ihre Hilfe bei den Messungen.

Der Tagesgang der kosmischen Ultrastrahlung. I

Von E. Remy und A. Sittkus

Physikalisches Institut der Universität
Freiburg im Breisgau

(Z. Naturforsch. **10a**, 172—173 [1955]; eingeg. am 13. Januar 1955)

Verschiedene Autoren haben darauf hingewiesen, daß der Tagesgang starke zeitliche Änderungen der Amplitude und Phase von Tag zu Tag zeigt¹⁻⁶. Zur genaueren Untersuchung wurden auf dem Schauinsland bei Freiburg im Breisgau ($48^\circ\text{N } 8^\circ\text{E } 1200 \text{ m}$ über NN.) Dauerregistrierungen mit einer großen Zweifachkoinzidenzanlage gemacht. Das Teleskop hat kreisförmige Zählflächen von 3000 cm^2 im Abstand von 10 cm . Es erfaßt praktisch die gesamte Ultrastrahlung, wobei der Schwerpunkt der Intensität bei einem Zenitwinkel von 31° liegt. Die Totalintensität beträgt 200000 Koinz./h , daraus ergibt sich die statistische Genauigkeit des Stundenwertes zu $0,23\%$. Die stündlichen Intensitätswerte sind auf meteorologische Einflüsse mit einem Absorptionskoeffizienten von $-0,232\%/mb$ und einem Zerfallskoeffizienten von $-0,069\%/gpm$ (abs. Top. 96 mb) korrigiert.

¹ Y. Sekido u. S. Yoshida, Rep. Ionosphere Res. Japan IV, 1 [1950].

² A. Ehmert u. A. Sittkus, Z. Naturforsch. **6a**, 618 [1951].

Bei einer mittleren Gesamtamplitude des Tagesganges von $0,4\%$ läßt sich der tägliche Gang schon durch Summierung von nur 3 Tagen mit genügender Genauigkeit bestimmen. Deshalb wurde die Zeit vom 1. 2. 53 bis 31. 1. 54 in 120 unabhängige dreitägige Intervalle unterteilt und der Tagesgang für jedes Intervall bestimmt. Dabei wurden die langzeitigen Gänge der Intensität, die sich bei Verwendung so kurzer Intervalle nicht mehr genügend herausmitteln, aus der Differenz der Tagesmittel des ersten und dritten Tages ermittelt und als linearer unperiodischer Gang auskorrigiert. Abb. 1 gibt ein Beispiel für die Veränderung des Tagesganges in 3 aufeinander folgenden 3-tägigen Intervallen. Man erkennt die starken Schwankungen der Amplitude und der Lage des Maximums. Zur Charakterisierung des Verlaufs wurde für jede Gruppe die Halbamplitude und die Phase der ersten Harmonischen berechnet.

Kurve a der Abb. 2 zeigt die Änderungen der Phase für den Beobachtungszeitraum fortschreitend von 3 zu 3 Tagen.

Dabei ergibt sich:

1. Die Lage der Phase der ersten Harmonischen zeigt starke Abweichungen vom Jahresmittelwert 10 h

³ J. W. Firor, W. H. Fonger u. J. A. Simpson, Phys. Rev. **94**, 4, 1031 [1954].

⁴ A. Sittkus, J. Atm. Terr. Phys., im Druck.

⁵ H. Gheri, Phys. Verh. **4**, 6, 141 [1953].

⁶ W. H. Fonger, Phys. Rev. **90**, 351 [1953].